

DOI: [10.7242/1999-6691/2022.15.1.7](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2022.15.1.7)

УДК 532.5; 536.252

ВЛИЯНИЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ТЕПЛОИЗОЛИРУЮЩИХ ПЛАСТИН НА СТРУКТУРУ КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЗАМКНУТОЙ ПОЛОСТИ

А.Ю. Васильев, А.Н. Сухановский, П.Г. Фрик

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация

Исследовано влияние горизонтальной теплоизолирующей пластины различных размеров на структуру конвективного течения и на полный тепловой поток в полости с аспектным отношением 5. Прямое численное моделирование выполнено с помощью открытого программного обеспечения OpenFoam 4.1 при числе Прандтля 6,12 и для двух чисел Рейлея: $3,9 \cdot 10^7$ и $3,9 \cdot 10^8$. Во всех расчетах толщина пластины постоянна. Обнаружено, что структура течения существенно зависит как от размера пластины, так и от ее расположения. Изменение структуры среднего течения слабо влияет на тепловой поток в случае небольшой пластины. Увеличение размера пластины также не приводит к большим изменениям в тепловом потоке, за исключением случая, когда пластина располагается вблизи нижней границы. При этом число Нуссельта на 25% меньше по сравнению с конвекцией Рейлея–Бенара. Обнаружено, что значения кинетической энергии и числа Нуссельта не коррелируют друг с другом. С ростом числа Рейлея влияние пластины на тепловой поток уменьшается. Показано, что тепловой поток практически не зависит от расположения теплоизолирующей пластины, если расстояние от нее до нижней границы значительно превышает (в 10 и более раз) толщину температурного пограничного слоя. Установлено, что присутствие пластин в объеме жидкости существенно влияет на интегральные значения пульсаций ее скорости и температуры.

Ключевые слова: турбулентная конвекция, тепловой поток, пограничные слои, численное моделирование

INFLUENCE OF HORIZONTAL HEAT-INSULATING PLATES ON THE STRUCTURE OF CONVECTIVE FLOWS AND HEAT TRANSFER IN A CLOSED CAVITY

A.Yu. Vasiliev, A.N. Sukhanovskii and P.G. Frick

Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation

The influence of horizontal insulating plates of different sizes on the structure of a convective flow and on the total heat flux in a cavity with aspect ratio 5 is studied numerically. Direct numerical simulations have been performed using the open source software OpenFoam 4.1 at Prandtl number 6.12 and for two Rayleigh numbers: $3.9 \cdot 10^7$ and $3.9 \cdot 10^8$. In all calculations the plates are of the same thickness. It is found that the location and size of the plate strongly influence the structure of the flow. Changes in the mean flow structure have little effect on the heat flux in the case of a small plate. Increasing the plate size leads to little change in the heat flux, except for the plate location near the lower boundary. In this case, the Nusselt number is 25% less compared to Rayleigh–Bénard convection. It is found that the values of kinetic energy and Nusselt number do not correlate with each other. As the Rayleigh number increases, the influence of the plate on the heat flux decreases. It is shown that an insulating plate has no significant effect on the heat flux if the height of the plate location is significantly larger (10 times or more) than the thickness of the temperature boundary layer. It has been established that the presence of plates in the fluid volume significantly affects the integral values of velocity and temperature fluctuations.

Key words: turbulent convection, heat flux, boundary layer, numerical simulation

1. Введение

Свободная термогравитационная конвекция определяет интенсивность и структуру течений жидкости в самых различных природных и технологических системах [1, 2]. Динамика и структура конвективных течений чрезвычайно разнообразны и существенно зависят от геометрических параметров системы, граничных и начальных условий [3–7]. Особое внимание уделяется проблеме теплообмена при наличии конвекции, так как конвективный перенос в развитых течениях многократно превосходит теплопроводный. При этом относительно слабо изучено влияние на тепломассоперенос теплоизолирующих тел, плавающих или неподвижных, находящихся объеме жидкости.

Всплеск интереса к исследованию свободно плавающих теплоизолирующих тел был вызван проблемой смещения тектонических плит, обусловленного конвекцией в мантии планет [8]. Первые модели дрейфа континентов и их взаимодействия с течениями в мантии появились в конце 80-х годов XX века [9]. Численное моделирование дрейфа континентов и их влияния на формирование тепловых плюмов получило развитие в работах [10–13], причем значительный прогресс в области построения математических моделей движения континентов достигнут отечественными учеными [14–17].

Первые удачные попытки лабораторного моделирования конвекции в астеносфере были реализованы в случае неподвижных теплоизолированных поверхностей [18–20]. Взаимовлияние теплоизолирующих тел и конвекции в мантии подразумевает возможность смещения тел под действием вязких напряжений

со стороны жидкости. Динамика движения теплоизолирующей пластины, свободно плавающей на поверхности слоя, подогреваемого снизу и охлаждаемого сверху, исследована в работе [21], где показано, что движение пластины является колебательным. Более сложный в плане воздействия на конвективное течение случай рассмотрен в работе [22], где теплоизолирующая пластина погружается на различную глубину. В [23–25] продемонстрировано, что наличие или отсутствие осцилляций при движении пластины определяется ее размером. В [25] предложена простая одномерная феноменологическая модель, описывающая динамику пластины. Влияние на конвективное течение большого количества малых тел сферической формы с низкой теплопроводностью и плотностью, чуть большей плотности жидкости, рассмотрено в работе [26]. Сферические тела, увлекаемые течением, концентрируются в различных областях на нижнем теплообменнике, что приводит к изменению направления крупномасштабной циркуляции. Динамика теплоизолирующей пластины с различными граничными условиями (постоянной температурой или нулевым потоком тепла) в двумерном потоке жидкости с бесконечным значением числа Прандтля исследовалась численно в [27–29]. При этом обнаружены как регулярные, так и хаотические режимы, что согласуется с экспериментом и подтверждает, что сложная динамика является характерной особенностью таких систем.

Актуальный вопрос о влиянии теплоизолирующих пластин на теплоперенос изучен значительно слабее. Так, пространственное расположение теплоизолирующих областей на верхней (холодной) границе и соответствующая величина конвективного теплопотока анализировались в работах [30–32]. Полученные результаты оказались неоднозначными. В работе [30], в которой рассматривались большие теплоизолированные области, показано, что интегральный теплопоток обуславливается площадью пластин и слабо связан с их расположением. Напротив, в [31, 32] получено, что частота пространственного расположения теплоизолирующих областей, при сохранении их площади, существенно изменяет теплопоток: с ростом частоты он приближается к значению, характерному для изотермической границы. Конвективный теплоперенос в случае локализованного нагрева на нижней границе изучался в [33, 34], где выявлено, что если размер нагреваемой области заметно превосходит толщину температурного пограничного слоя, то число Нуссельта (отношение полного потока тепла к теплопроводному потоку тепла) зависит от числа Рейля в степени, близкой к 1/3. Исследование конвекции в полости с неоднородным (в том числе фрактальным) распределением нагрева на дне (см. [35, 36]) позволило установить, что пространственное распределение нагревательных элементов при фиксированной интегральной площади нагрева существенно влияет на структуру течения и величину теплопотока. Наличие теплоизолирующих областей и на верхней, и на нижней границах также существенно изменяет структуру течения [37].

Важный для природных и технологических систем вопрос о потоке тепла в случае, когда теплоизолирующие тела расположены в объеме жидкости, практически не изучался. Можно лишь отметить работу [38], в которой рассмотрен набор вертикальных теплоизолирующих пластин, служащих для разрушения основного крупномасштабного течения, имеющего вид вала. Основной результат получился неожиданным; показано, что наличие пластин подавляет крупномасштабную циркуляцию, но практически не изменяет толщину температурного пограничного слоя и величину теплопотока.

Таким образом, большая часть исследований конвекции с неподвижными или движущимися теплоизолирующими телами описывает случай, когда тело расположено на верхней или нижней границе. В данной работе рассматривается влияние пространственного расположения неподвижной горизонтальной теплоизолирующей пластины различного размера, помещенной в объем жидкости, на формирование конвективных течений и величину теплопотока.

2. Постановка задачи и численное моделирование

Прямое численное моделирование турбулентной конвекции в прямоугольной полости с теплоизолирующей пластиной проводилось при помощи свободно распространяемого пакета вычислительной гидродинамики с открытым исходным кодом OpenFoam 4.1. Безразмерная система уравнений, описывающая конвективное течение ньютоновской несжимаемой жидкости в приближении Буссинеска, имела следующий вид:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} &= -\nabla p + \sqrt{\text{Pr}/\text{Ra}} \nabla^2 \mathbf{u} + \theta \mathbf{e}_y, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \theta &= \sqrt{\frac{1}{\text{Ra Pr}}} \nabla^2 \theta, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mathbf{u} = u\mathbf{e}_x + v\mathbf{e}_y$ — вектор скорости, p — давление, Ra и Pr — числа Рейля и Прандтля, $\theta = (T - T_-)/\Delta T$ — температура, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ — единичные векторы в направлении осей x и y соответственно.

В качестве единиц измерения для обезразмеривания уравнений термогравитационной конвекции (1) были выбраны: высота слоя жидкости H ; скорость $u_f = \sqrt{g\beta\Delta H}$; время $t_f = H/u_f$; разность температур $\Delta = T_+ - T_-$ между нагретой (T_+) и холодной (T_-) границами. Числа Релея и Прандтля определялись как

$$Ra = \frac{g\beta\Delta H^3}{\nu\chi}, \quad Pr = \frac{\nu}{\chi},$$

где ν — кинематическая вязкость, χ — температуропроводность, β — температурный коэффициент объемного расширения, g — ускорение свободного падения.

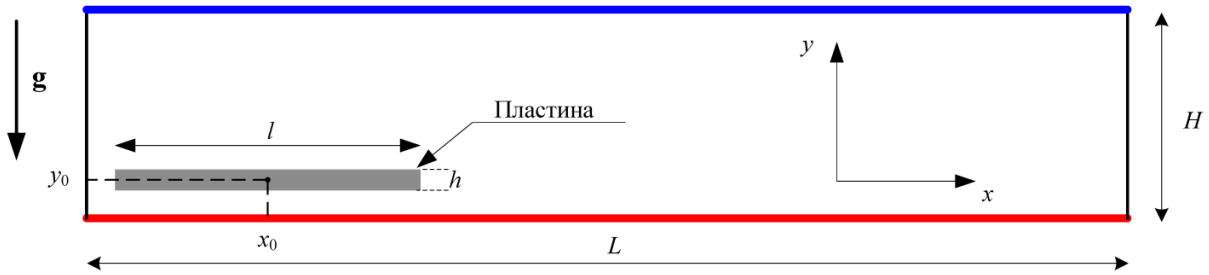


Рис. 1. Схема области вычислений и система координат

Двухмерное численное моделирование конвективной турбулентности в случае неподвижной теплоизолирующей пластины выполнено для фиксированного значения числа Прандтля $Pr = 6,12$, аспектного отношения $\Gamma = L/H = 5$ и двух значений числа Релея: $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ и $Ra = 3,9 \cdot 10^8$. Схема исследуемой области показана на рисунке 1. Целью расчетов являлось изучение влияния теплоизолирующей пластины на структуру течения и теплоперенос. Рассмотрены две пластины в форме прямоугольников одинаковой высоты $h = 0,02$, но различной длины: $A = l/L \approx 1/6$ и $A = 1/2$. Положение пластины в вычислительной области характеризовалось координатами центра масс (x_0, y_0) .

Условие прилипания жидкости ($\mathbf{u} = 0$) использовалось как на стенках ячейки, так и на поверхностях пластины. Боковые границы вычислительной области полагались адиабатическими: $\partial\theta/\partial n = 0$. На верхней и нижней границах поддерживались постоянные температуры, соответственно, $\theta = 0$ и $\theta = 1$.

Анализ сходимости численного решения проводился для наибольшего значения числа Релея на сетках с общим количеством контрольных объемов (КО) $N = 0,64 \cdot 10^6$; 10^6 ; $1,44 \cdot 10^6$. Сравнение интегральных чисел Нуссельта $Nu = 1 + \sqrt{Ra Pr} \langle w\theta \rangle_{s,t}$, полученных на разных сетках показало, что значения Nu слабо (менее чем на 1%) изменяются при $N > 10^6$. Здесь $\langle \cdot \rangle_s$ обозначает осреднение по всей области. Все расчеты, представленные в статье, выполнены на многоблочной структурированной сетке с $N = 10^6$. В таблице 1 представлены параметры вычислительной сетки и координаты центра масс пластин, для которых выполнены расчеты.

Число КО в пограничных слоях (динамических — N^u , и тепловых — N^θ) удовлетворяло оценке их минимального количества, предложенной в работе [39]. Прямое численное моделирование предполагает, что применяемая сетка должна разрешать масштабы Колмогорова $\eta_K = H Pr^{1/2} / (Ra(Nu-1))^{1/4}$ и

Таблица 1. Параметры вычислительной сетки и координаты центра масс (x_0, y_0) теплоизолирующей пластины

Ra	A	Δ/η_K	Δ/η_B	N_x^θ	N_x^u	N_y^θ	N_y^u	(x_0, y_0)		
								(0,625, 1/8)	(1,25, 1/8)	(2,5, 1/8)
$3,7 \cdot 10^7$	1/6	0,15	0,38	5/3	9/3	23/3	43/3	(0,625, 1/8)	(1,25, 1/8)	(2,5, 1/8)
								(0,625, 1/4)	(1,25, 1/4)	(2,5, 1/4)
								(0,625, 1/2)	(1,25, 1/2)	(2,5, 1/2)
	1/2	0,15	0,38	5/3	9/3	23/3	43/3	(1,37, 1/8)	(2,5, 1/8)	
								(1,37, 1/4)	(2,5, 1/4)	
								(1,37, 1/2)	(2,5, 1/2)	
$3,7 \cdot 10^8$	1/2	0,31	0,77	4/4	5/4	13/4	25/4	(1,37, 1/8)	(2,5, 1/8)	

Бэтчелора $\eta_B = \eta_K \text{Pr}^{-1/2} = H / (\text{Ra}(\text{Nu}-1))^{1/4}$. Во всех расчетах максимальный средний размер КО $\Delta = (\Delta_x \Delta_y)^{1/2}$ не превышал масштабы Колмогорова и Бэтчелора. Уравнения термогравитационной конвекции решались с помощью стандартного решателя *buoyantBoussinesqPimpleFoam*. Интегрирование по времени выполнялось согласно неявной схеме Эйлера второго порядка точности. Для дискретизации конвективных и диффузионных слагаемых использовалась центрально-разностная схема второго порядка аппроксимации (в OpenFoam эта схема называется Gauss linear). Для решения системы линейных алгебраических уравнений, полученных после дискретизации системы уравнений (1), применялся метод бисопряженных градиентов PBiCG с предобуславливателем DILU (для скорости и температуры) и GAMG метод (для давления).

3. Результаты

3.1. Конвекция Релея–Бенара

Базовым случаем, с которым сравниваются результаты расчетов при наличии теплоизолирующих пластин, является конвекция Релея–Бенара с однородными граничными условиями первого рода на верхней и нижней границах. При числе $\text{Ra} = 3,9 \cdot 10^7$ среднее течение несимметрично и представляет собой 5 валов различных размеров, каждый из которых вращается в противоположном по сравнению с соседями направлении (Рис. 2а). Следует отметить, что для слоя с аспектным отношением $\Gamma = 8$ ($\text{Ra} = 10^6$, $\text{Pr} = \infty$) при наличии плавающей на поверхности жидкости пластины малого размера, то есть слабо влияющей на структуру течений, среднее течение состоит из пяти валов [27]. Таким образом, основное течение в виде нескольких валов является характерным для конвекции Релея–Бенара в полостях с большим аспектным отношением в развитых режимах. В рассматриваемом случае увеличение числа Релея до $\text{Ra} = 3,9 \cdot 10^8$ изменяет структуру течения на четырехваликовую (Рис. 2б).

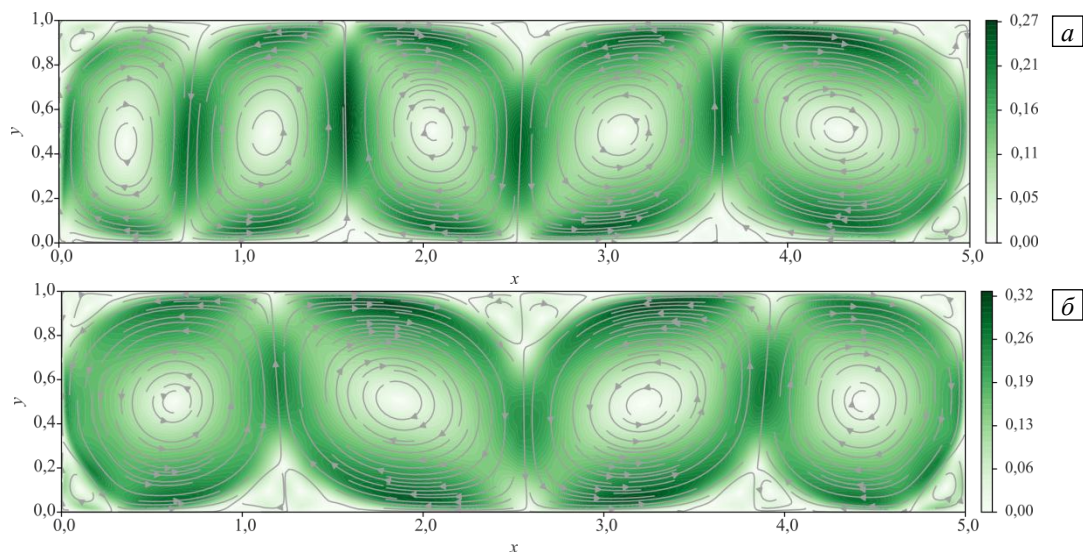


Рис. 2. Линии тока осредненных по времени полей скорости при $\text{Ra} = 3,9 \cdot 10^7$ (а) и $\text{Ra} = 3,9 \cdot 10^8$ (б); величина модуля скорости показана цветом

Разложение мгновенных полей скорости на моды позволяет выделить основные моды течения и понять причину асимметрии среднего течения при низком числе Релея. Для этого использовано разложение на фурье-моды с проскальзыванием на границах [7], которое широко применяется в работах по изучению динамики крупномасштабной циркуляции в двумерной и квазидвумерной постановках [37, 40]. Однако, несмотря на то, что базисные функции не удовлетворяют условию прилипания на твердых границах, они адекватно описывают структуру течения и дают возможность определить моды с наибольшей энергией, что подтверждают результаты POD (Proper Orthogonal Decomposition) анализа [41, 42]. Разложение имеет вид:

$$u(x, y, t) = (4/5) \sum_n A_{n,1}^x(t) \sin(\pi n x / 5) \cos(\pi y),$$

$$w(x, y, t) = (4/5) \sum_n A_{n,1}^y(t) \cos(\pi n x / 5) \sin(\pi y), \quad n \in \{1, 7\},$$

$$E_n = (1/2) \left\langle A_{n,1}^x(t)^2 + A_{n,1}^y(t)^2 \right\rangle_t,$$

где скобки $\langle \cdot \rangle_t$ обозначают среднее по времени. На рисунке 3а, б показана энергия семи низших мод течения для двух значений числа Релея. Можно видеть, что в случае $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ течение формируется в результате суперпозиции трех мод, а для $Ra = 3,9 \cdot 10^8$ наблюдается одномодовое течение. Временная эволюция основных мод для $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ представлена на рисунке 3в. Хорошо видно, что три основные моды сосуществуют в течение всего анализируемого интервала времени, при этом их амплитуды заметно варьируются неперриодическим образом.

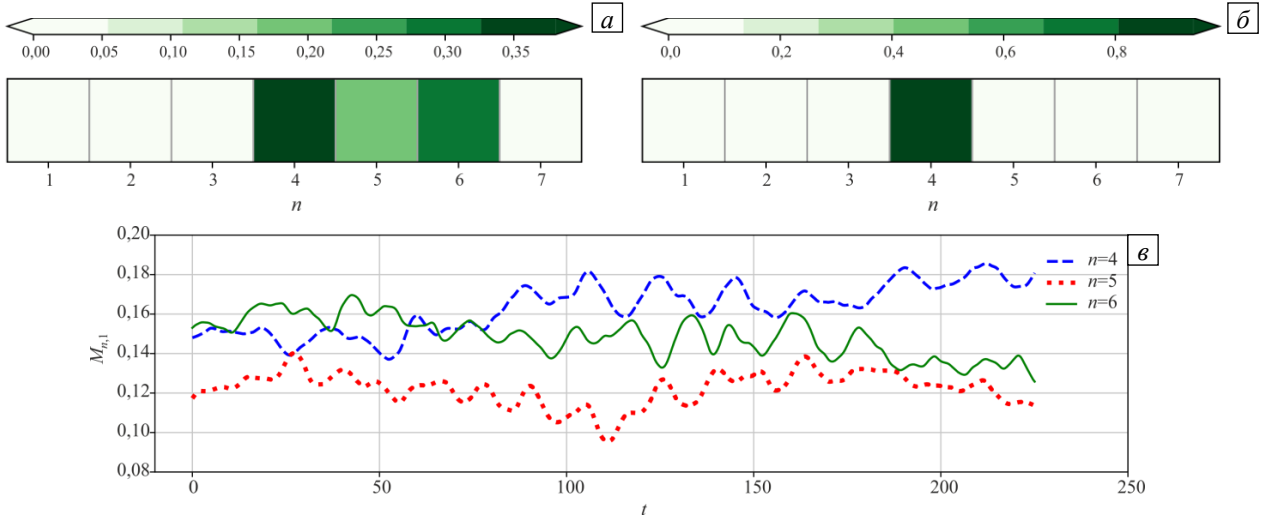


Рис. 3. Средняя по времени нормированная энергия основных мод $E_n / \sum_n E_n$ при $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ (а) и $Ra = 3,9 \cdot 10^8$ (б); временная эволюция амплитуд мод $M_{n,1} = \sqrt{A_{n,1}^x(t)^2 + A_{n,1}^y(t)^2}$ с наибольшей энергией при $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ (в)

На рисунке 4 представлены распределения среднеквадратичных пульсаций температуры $\delta\theta_{rms} = \sqrt{\langle (\theta - \langle \theta \rangle_t)^2 \rangle_t}$ и турбулентной кинетической энергии $k = (1/2)(\delta u_{rms}^2 + \delta w_{rms}^2)$ в полости. Наибольшие пульсации сконцентрированы в областях формирования вертикальных потоков (в местах всплывания/опускания тепловых плюмов), причем пульсации температуры максимальны в области отрыва плюма, а пульсации скорости — у противоположной границы, где набравший скорость плюм ударяется о границу. Всплывание теплового плюма приводит к разрушению пограничного слоя, для восстановления которого требуется некоторое характерное время. Затем образуется и отрывается новый тепловой плюм, и процесс повторяется.

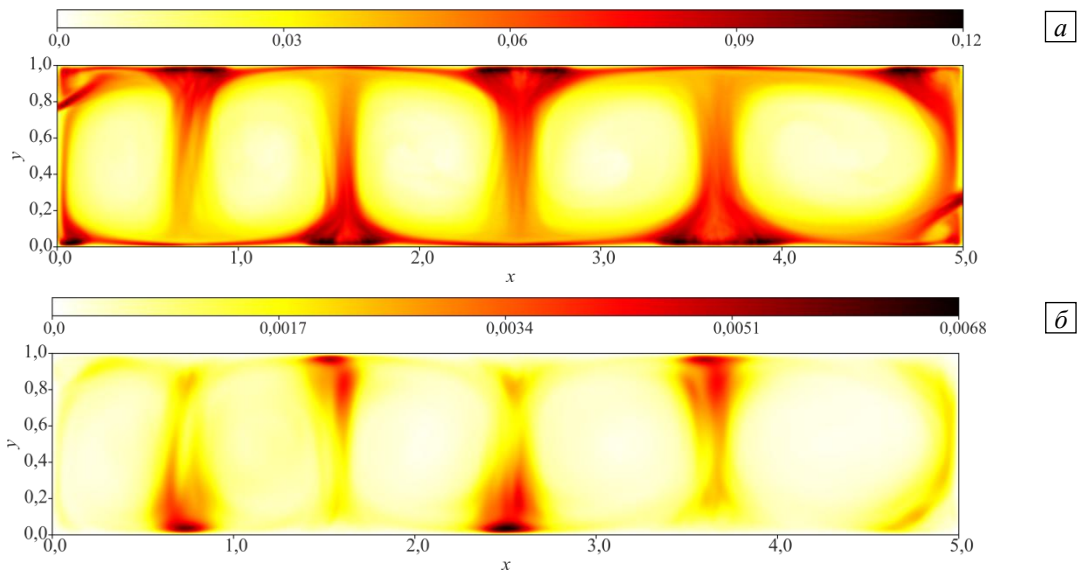


Рис. 4. Распределение среднеквадратичных пульсаций температуры $\delta\theta_{rms}$ (а) и кинетической энергии турбулентных пульсаций k (б), $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

В качестве интегральных характеристик конвективной системы использованы средняя плотность кинетической энергии $E_k = (1/2) \langle |\mathbf{u}_i|^2 \rangle_{S,t}$, плотность энергии турбулентных пульсаций $\langle k \rangle_S$, плотность энергии пульсаций температуры $k_\theta = \langle \delta\theta_{ms}^2 \rangle_S$ и интегральное число Нуссельта. Значения интегральных характеристик для двух режимов конвекции Релея–Бенара представлены в таблице 2. Увеличение числа Релея на порядок приводит к росту числа Нуссельта почти в два раза (на 77%). При этом другие интегральные характеристики изменяются значительно слабее. Несколько неожиданным оказалось наблюдаемое понижение уровня пульсаций температуры с ростом числа Релея (на 31%). В данном случае это является следствием перехода к более устойчивому одномодовому течению.

Таблица 2. Значения интегральных характеристик при конвекции Релея–Бенара

Ra	Nu	$E_k \cdot 10^3$	$\langle k \rangle_S \cdot 10^3$	$k_\theta \cdot 10^3$
$3,9 \cdot 10^7$	21,3	10,5	0,91	1,67
$3,9 \cdot 10^8$	37,9	13,9	0,10	1,15

3.2. Конвекция в случае небольшой пластины $A \approx 1/6$ (вариант I)

Рассмотрено влияние на конвекцию в полости относительно небольшой неподвижной теплоизолирующей пластины $A \approx 1/6$. Расчеты проведены для различных положений пластины по вертикали и горизонтали. Рисунок 5 иллюстрирует структуру конвективного течения для девяти исследованных конфигураций расчетной области и показывает, что положение пластины существенно влияет на структуру среднего течения, а именно: меняется количество и форма конвективных валов. Здесь и ниже по тексту черным цветом на рисунках обозначается теплоизолирующая пластина.

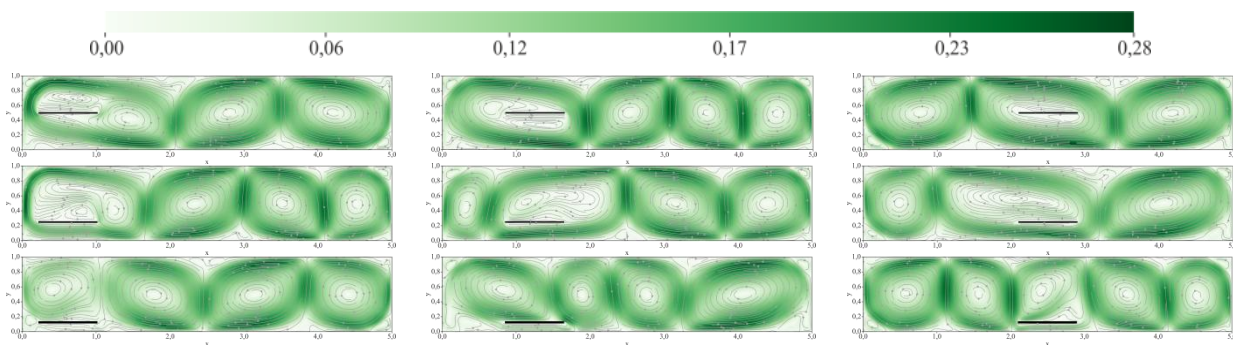


Рис. 5. Структура среднего течения при различном расположении теплоизолирующей пластины, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

Внесенная в поток преграда меняет расположение подъемных и опускающих струй, а вместе с ними и областей с высоким уровнем пульсаций температуры и скорости (Рис. 6, 7). Наличие преграды по-разному влияет на пространственное распределение пульсаций. Так при $x_0 = 1,25$, $y_0 = 0,125$ (см. средние панели в нижнем ряду на Рис. 6, 7) пластина находится на пути нисходящей струи и концентрирует на своей поверхности пульсации скорости, а в случае $x_0 = 0,65$, $y_0 = 0,125$ (левые нижние панели) восходящая струя формируется у края пластины, и именно в этой струе видны наибольшие пульсации скорости, причем как в нижней, так и в верхней зонах.

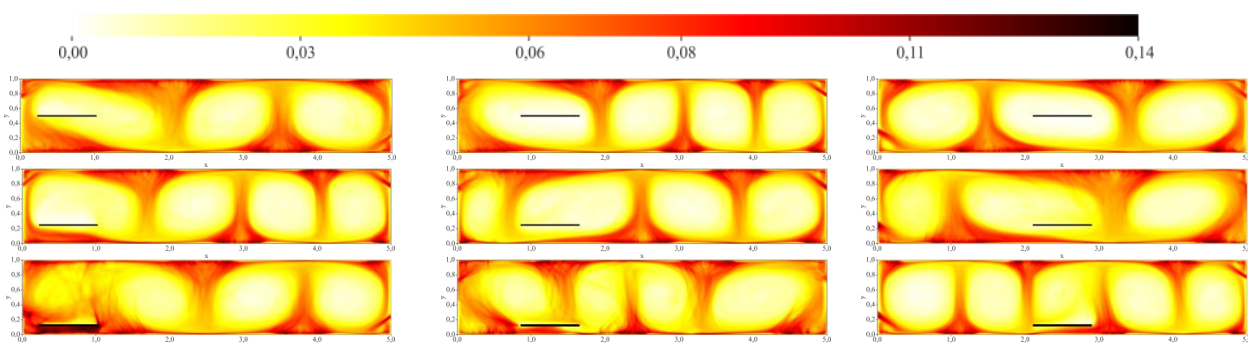


Рис. 6. Распределение среднеквадратичных пульсаций температуры $\delta\theta_{ms}$ при различном расположении теплоизолирующей пластины, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

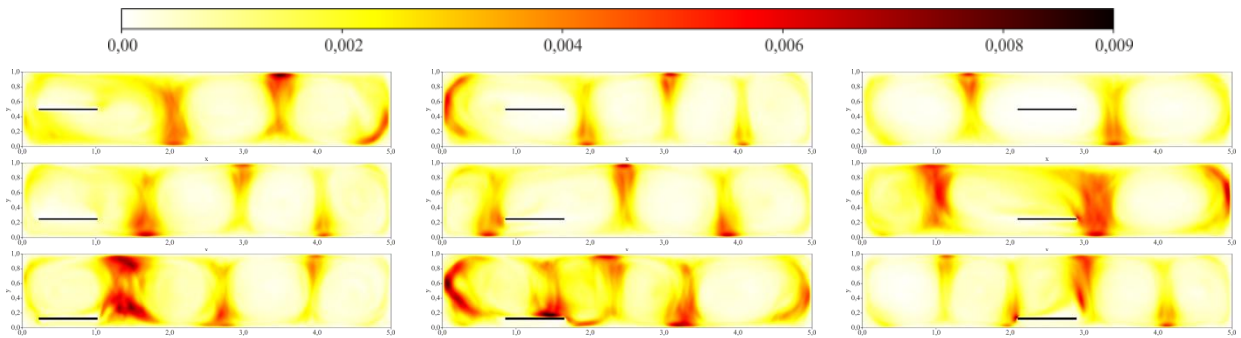


Рис. 7. Распределение кинетической энергии турбулентных пульсаций k при различном расположении теплоизолирующей пластины, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

Важным вопросом является влияние горизонтальной теплоизолирующей пластины на интегральные характеристики течения. На рисунке 8 представлены значения интегральных характеристик для разного расположения теплоизолирующей пластины. Изменение кинетической энергии, числа Нуссельта, кинетической энергии турбулентных пульсаций и энергии температурных пульсаций удобнее оценивать в сравнении с конвекцией Рейля–Бенара, поэтому приводятся нормированные значения $E_k^* = E_k / E_k^{RBC}$, $Nu^* = Nu / Nu^{RBC}$, $k^* = \langle k \rangle_S / \langle k \rangle_S^{RBC}$ и $k_\theta^* = k_\theta / k_\theta^{RBC}$. По сравнению с конвекцией Рейля–Бенара кинетическая энергия уменьшается в пределах от 3% до 16%, а число Нуссельта — от 1% до 10%. При этом значения кинетической энергии и числа Нуссельта не коррелируют друг с другом. Таким образом, существенная перестройка течения при наличии теплоизолирующей пластины не обязательно приводит к большим изменениям полного теплопотока, в отличие от его пространственного распределения. Отчасти это можно объяснить малым размером пластины. Наличие горизонтальной пластины в объеме сильно отражается на интегральных значениях пульсаций скорости и температуры. Наблюдается как увеличение, так и уменьшение средней кинетической энергии турбулентности и энергии температурных пульсаций по сравнению с конвекцией Рейля–Бенара. Максимальное увеличение k^* и k_θ^* составляет 100% и 28% соответственно.

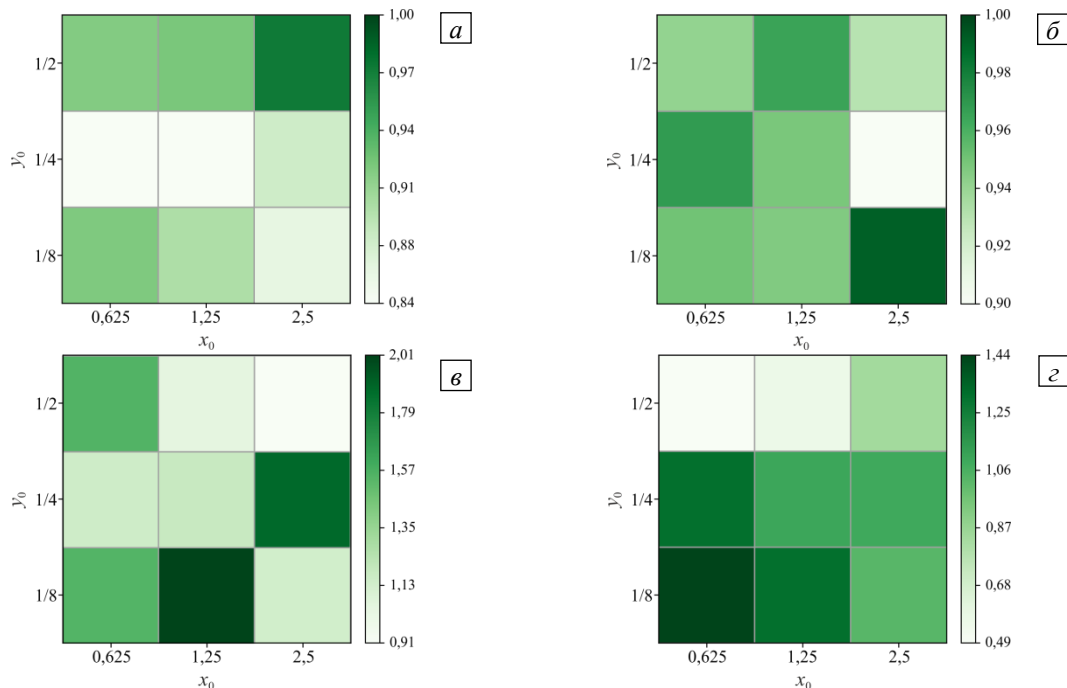


Рис. 8. Нормированные интегральные значения для всех местоположений теплоизолирующей пластины при $Ra = 3,9 \cdot 10^7$: E_k^* (а), Nu_k^* (б), k^* (в) и k_θ^* (г)

3.3. Конвекция в случае большой пластины $A=1/2$ (вариант II)

Для ответа на вопрос, связаны ли структура течения и теплоперенос с размером пластины, были проведены расчеты с пластиной большего размера. В качестве второго варианта была выбрана пластина

существенно большего размера: $A = 1/2$. Увеличение протяженности препятствия в направлении оси x практически в три раза (приблизительно до половины длины слоя) приводит к ожидаемо большим изменениям в распределении температуры (см. Рис. 9) и структуре течения (см. Рис. 10) по сравнению с пластиной меньшего размера. Среднее течение в случае большей пластины состоит из двух или трех конвективных ячеек. Даже при центральном расположении пластины среднее течение несимметрично. Отсутствие симметрии может говорить о том, что течение не является стационарным.

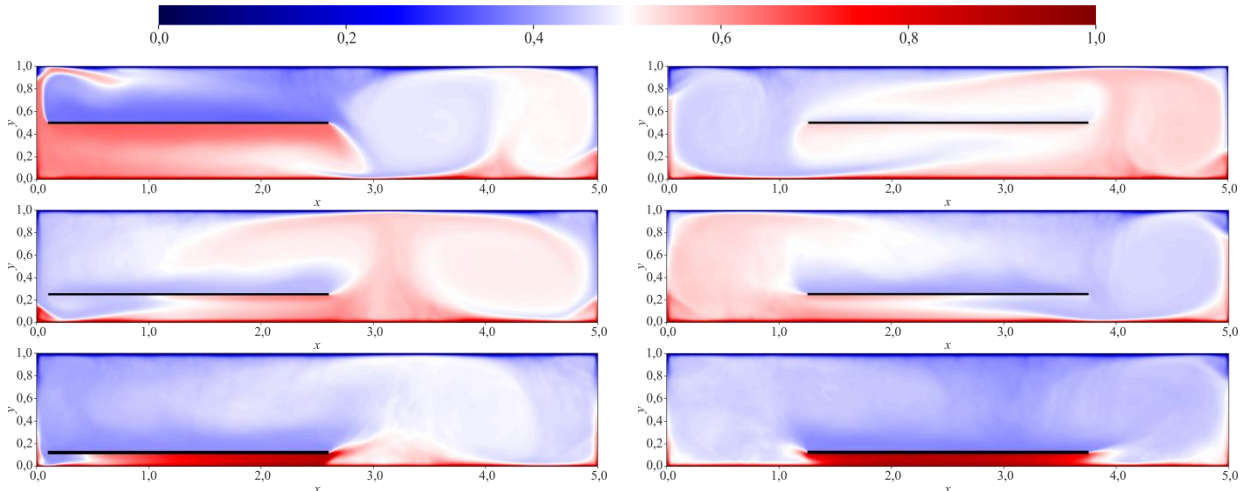


Рис. 9. Средние поля температуры при различном расположении теплоизолирующей пластины, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

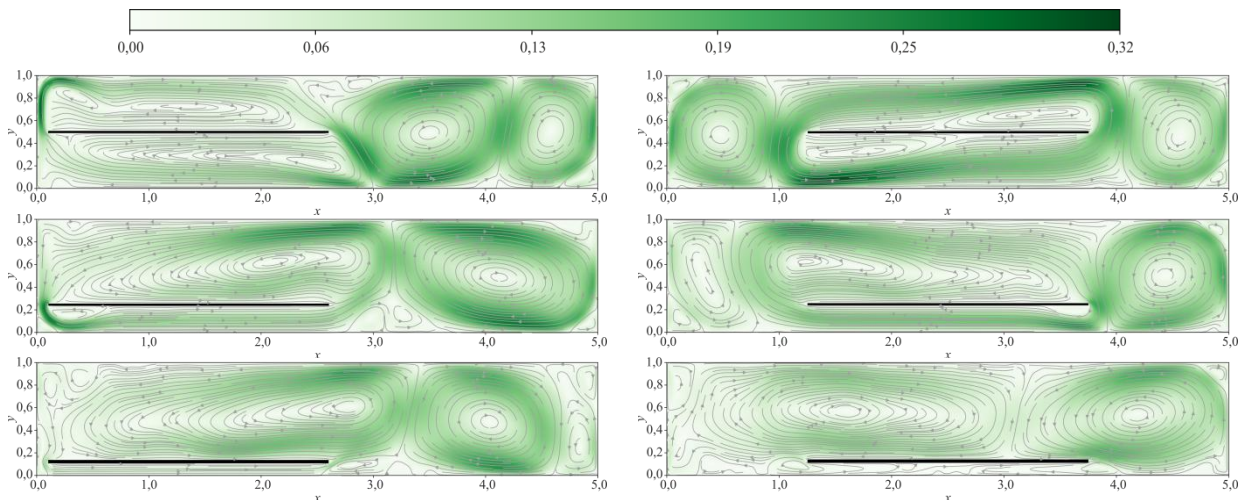


Рис. 10. Структура среднего течения при различном расположении теплоизолирующей пластины, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

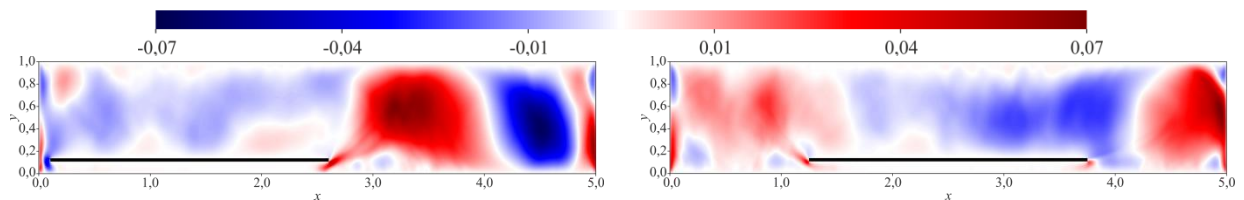


Рис. 11. Распределение конвективного теплового потока F_y для $y_0 = 1/8$, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

На рисунке 11 видно, что в нижнем положении пластины ($y_0 = 1/8$) блокирование вертикальных движений приводит к сильному подавлению общей циркуляции и конвективного теплопереноса $F_y = \langle w\theta \rangle_t$. В результате, за счет диффузионного потока тепла от нижней границы, значительная часть области под пластиной нагревается до температуры, близкой к температуре нижней границы. Важно отметить, что при горизонтальном смещении пластины, расположенной на высоте $y_0 = 1/8$ и практически вплотную к вертикальной стенке, под пластиной формируется слабое циркуляционное течение, а когда пластина находится точно в центре, средняя циркуляция практически отсутствует. При всех других местоположениях вокруг пластины имеет место достаточно интенсивная асимметричная циркуляция

жидкости. При размещении пластины в середине высоты слоя при обоих горизонтальных расположениях, несмотря на циркуляционное движение вокруг пластины, температура под ней выше, а над ней ниже средней температуры (приблизительно на 15–20%).

Распределение пульсаций температуры и скорости в присутствии протяженной пластины очень неоднородно (см. Рис. 12, 13). Здесь следует сказать, что если заметные пульсации температуры наблюдаются под пластиной (при $y_0 = 1/8$ и $y_0 = 1/4$), то большие пульсации скорости, наоборот, характерны для области над ней (Рис. 13). В случае расположения пластины в середине высоты слоя над и под ней отсутствуют не только существенные пульсации температуры и скорости, но и средние течения, то есть можно говорить о наличии застойной зоны вблизи пластины.

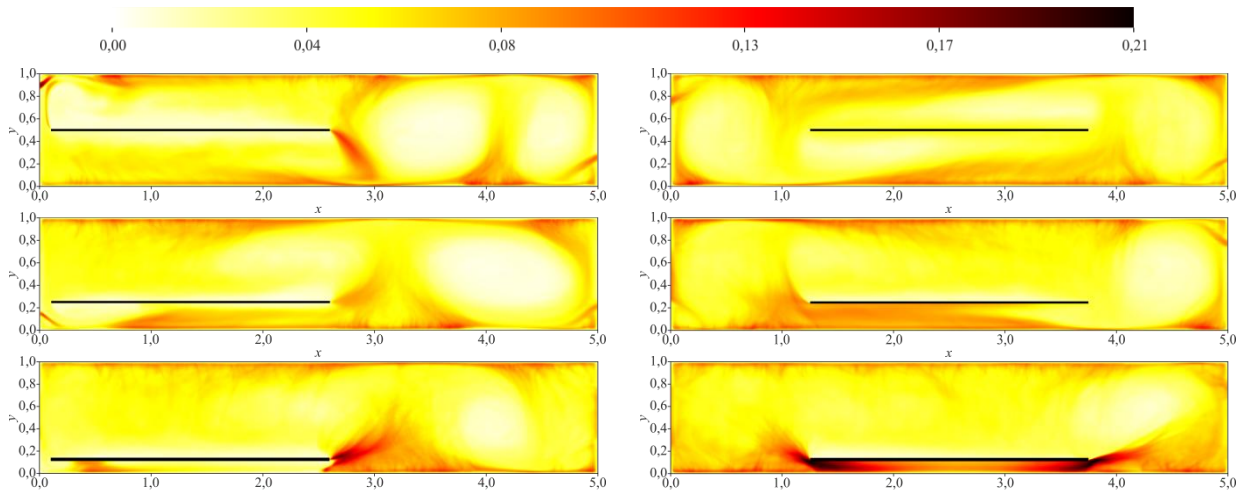


Рис. 12. Распределение среднеквадратичных пульсаций температуры $\delta\theta_{rms}$ при различном расположении теплоизолирующей пластины, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

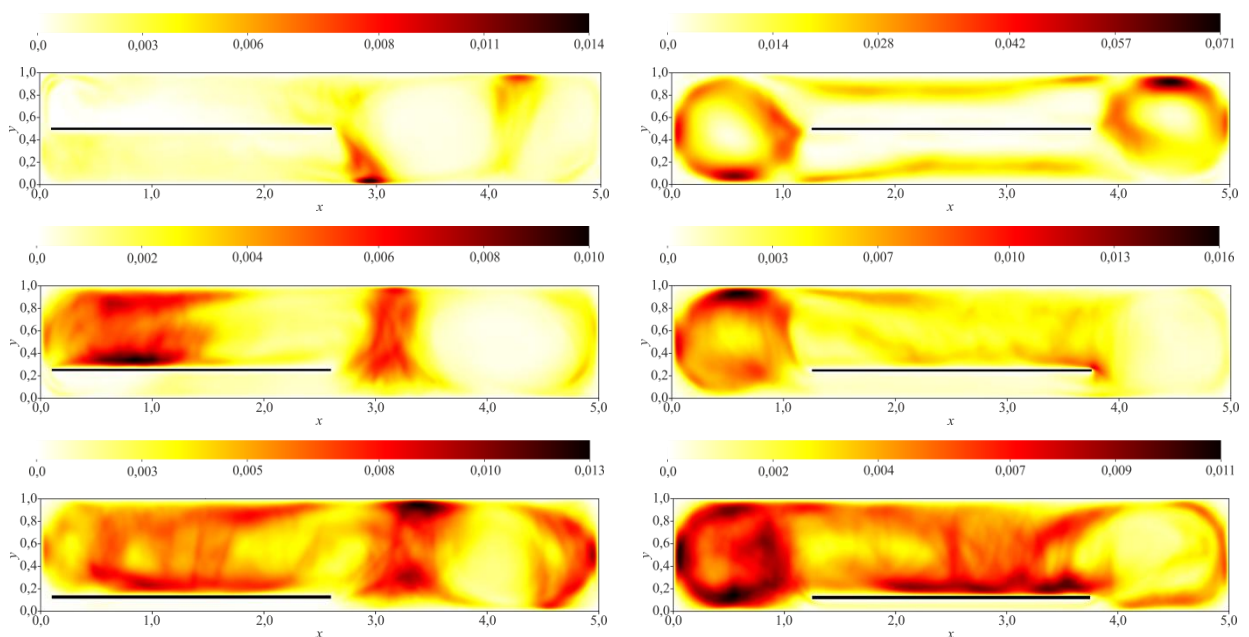


Рис. 13. Распределение кинетической энергии турбулентных пульсаций k при различном расположении теплоизолирующей пластины, $Ra = 3,9 \cdot 10^7$

Хорошо известно, что в момент перестройки течения интегральные характеристики существенно изменяются, поэтому их анализ проводился для квазистационарных режимов, в которых возможны локальные мелкомасштабные флуктуации скорости и температуры, но не происходит перестройка крупномасштабного течения (переориентация, приостановка, инверсия). Анализ интегральных характеристик в квазистационарном режиме показал следующее (Рис. 14):

– при расположении пластины в середине слоя (по высоте) горизонтальное смещение существенно влияет на среднюю кинетическую энергию;

– центральное горизонтальное расположение приводит к заметному увеличению кинетической энергии, несмотря на близкие значения максимальной скорости течения. Это обусловлено тем, что когда пластина находится вблизи боковой стенки, все основное движение сосредоточено в противоположной половине слоя;
 – в промежуточном случае, при $y_0 = 1/4$, значения кинетической энергии для обоих положений сравнимы;
 – при еще большем смещении пластины вниз, при $y_0 = 1/8$, ситуация меняется: течение приобретает большую энергию, когда пластина смещена от центра.

Следует отметить, что наличие препятствия сильнее влияет на пульсации, чем на интегральные характеристики, уровень пульсаций температуры и пульсаций скорости существенно повышается, особенно при $y_0 = 1/8$.

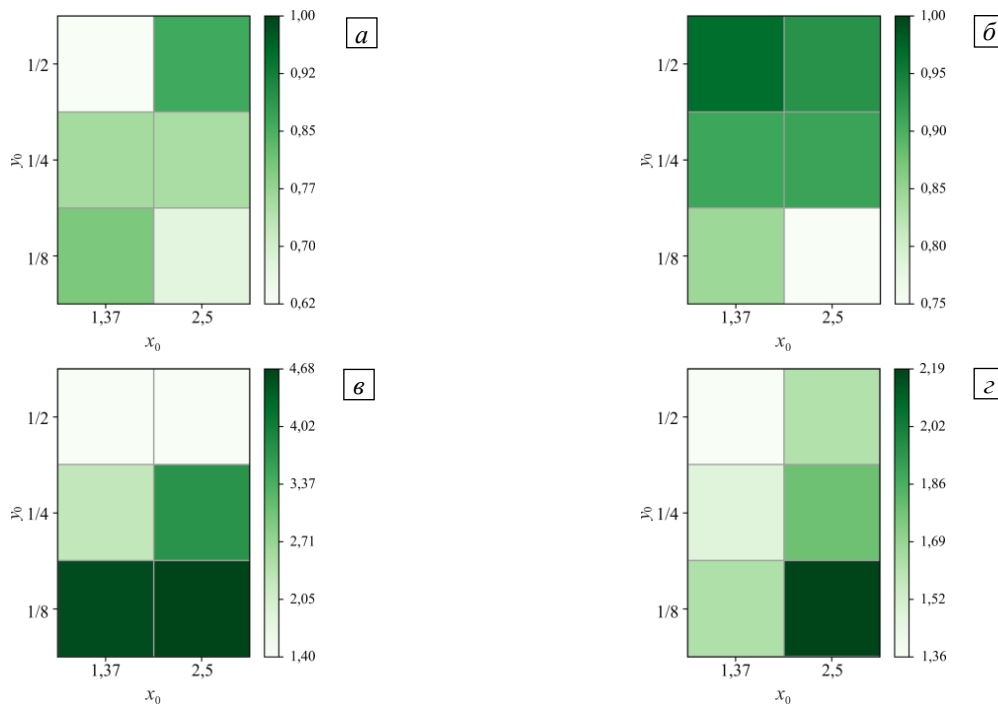


Рис. 14. Нормированные интегральные значения для всех местоположений теплоизолирующей пластины при $Ra = 3,9 \cdot 10^7$: E_k^* (а), Nu_k^* (б), k^* (в) и k_0^* (г)

Перед обсуждением влияния размера пластины на конвективный теплоперенос напомним, что для варианта I относительно небольшие изменения числа Нуссельта (от 1% до 10%) можно было объяснить именно малостью самой пластины ($A \approx 1/6$). В данном случае размер препятствия составляет примерно половину горизонтального размера полости. Несмотря на это, за исключением расположения пластины вблизи нижней границы ($y_0 = 1/8$), колебания величины числа Нуссельта также невелики (от 3 до 9%). Число Нуссельта определяется толщинами температурных пограничных слоев у верхней и нижней границ. Соответственно, малые изменения числа Нуссельта указывают на то, что средние значения толщин пограничных слоев слабо зависят от наличия горизонтальных пластин в объеме жидкости в полости вплоть до аспектного отношения $A = 1/2$. Так как структура течения при наличии пластины принципиально другая, то можно говорить о слабом влиянии структуры течения на толщину пограничного слоя.

Физическая интерпретация этого эффекта, который идет вразрез с интуитивными представлениями, может быть основана на том, что толщина вязкого пограничного слоя уменьшается с числом Рейля значительно медленнее, чем толщина температурного пограничного слоя [43]. Это приводит к тому, что температурный пограничный слой постепенно становится тоньше вязкого пограничного слоя. А так как скорость течения в вязком пограничном слое мала и быстро убывает по направлению к стенке, то и воздействие течения жидкости на температурный пограничный слой с ростом числа Рейля становится менее ощутимым. В результате при больших значениях числа Рейля (более 10^6) или числа Нуссельта (более 10) толщина пограничного слоя определяется в основном перепадом температур между изотермическими границами и жидкостью [34, 44], то есть слабо зависит от циркуляции жидкости. Поэтому при наличии теплоизолирующих пластин в слое, существенно воздействующих на структуру течения, принципиального изменения средней толщины пограничного слоя не происходит. Важно подчеркнуть, что это справедливо только при условии, что расстояние от пластины до границы значительно больше толщины пограничного слоя.

Случай, когда пластина находится вблизи нижней границы ($y_0 = 1/8$), требует отдельного рассмотрения, так как она, при приближении пластины к пограничному слою, начинает непосредственно влиять на его структуру. Если пластина находится в центре, то, как было отмечено ранее, под ней блокируется движение жидкости и конвективный теплоперенос. Благодаря диффузионному теплотокоту слой жидкости под пластиной прогревается до температуры, близкой к температуре границы. Половина нижней нагретой границы оказывается фактически теплоизолированной, что и приводит к уменьшению числа Нуссельта приблизительно на 25% по сравнению с конвекцией Релея–Бенара. Это соотносится с уменьшением также на 25% суммарной площади изотермических границ, что не случайно. Ранее близкий результат получен для смешанных граничных условий на нижней границе [35, 36], где изменение числа Нуссельта было также пропорционально уменьшению общей площади теплообменников. При нахождении пластины вблизи нижней границы, но со смещением к вертикальной стенке ($x_0 = 1,37, y_0 = 1/8$), под ней формируется слабое среднее течение, осуществляющее горизонтальный перенос тепла, и число Нуссельта становится меньше, чем для конвекции Релея–Бенара, только на 15%.

Рост числа Релея, как известно, приводит к уменьшению толщины температурного пограничного слоя. Поэтому при фиксированной высоте местоположения теплоизолирующей пластины отношение этой высоты к толщине пограничного слоя должно расти с увеличением числа Релея. Соответственно, должно уменьшаться и влияние положения пластины на структуру температурного пограничного слоя. Для того чтобы это проверить, проведены расчеты для большего значения числа Релея ($Ra = 3,9 \cdot 10^8$) и фиксированной высоты расположения пластины ($y_0 = 1/8$).

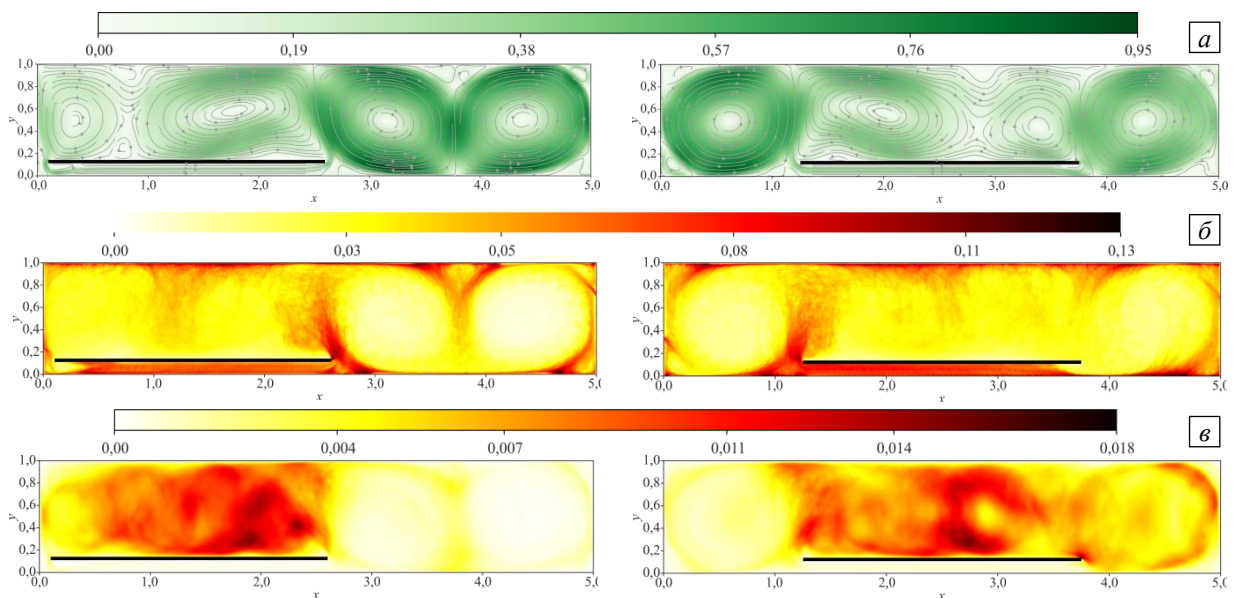


Рис. 15. Средние поля скорости (а), распределения среднеквадратичных пульсаций температуры $\delta\theta_{ms}$ (б) и распределение кинетической энергии турбулентных пульсаций k (в); $Ra = 3,9 \cdot 10^8$

Очевидно, что рост числа Релея приводит к видимой перестройке течения (Рис. 15) и другим значениям интегральных характеристик (Табл. 3). Однако основной интерес представляет величина теплотокота. Полученные результаты подтверждают сделанные выше предположения о том, что с ростом числа Релея и существенным уменьшением толщины пограничных слоев влияние теплоизолирующей пластины, находящейся на фиксированной высоте, уменьшается. Так, если при $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ число Нуссельта уменьшилось на 25%, то при $Ra = 3,9 \cdot 10^8$ оно изменилось только на 3%.

Число Нуссельта является характеристикой полного теплотокота, однако в случае неоднородного пространственного распределения толщины температурного пограничного слоя (и, соответственно, теплотокота)

Таблица 3. Нормированные средние значения интегральных характеристик для двух положений теплоизолирующей пластины $A = 1/2$ при $Ra = 3,9 \cdot 10^8$

(x_0, y_0)	Nu^*	E_k^*	k^*	k_0^*
(1,37, 1/8)	0,97	0,52	4,81	1,32
(2,5, 1/8)	0,97	0,62	3,84	1,47

полезно рассмотреть пространственное распределение такого теплопотока, который можно описать с помощью локального числа Нуссельта Nu_l , дающего оценку локальной толщине пограничного слоя δ_0 :

$$Nu_l = \frac{\partial \theta}{\partial y} \Big|_{y=0}, \quad \delta_0 = \frac{1}{2 Nu_l}.$$

На рисунке 16 представлены распределения толщин тепловых пограничных слоев вдоль горизонтальной координаты. Средняя толщина температурного пограничного слоя для конвекции Релея–Бенара при $Ra = 3,9 \cdot 10^7$ составляет примерно $\delta_0 = (1/2)Nu \approx 1/40$. Тогда при $y_0 = 1/8$ пластина отстоит от границы на расстоянии пяти толщин пограничного слоя и оказывает на него заметное влияние. С ростом числа Релея до $Ra = 3,9 \cdot 10^8$ отношение y_0/δ_0 растет до 10, и в этом случае средняя толщина пограничного слоя становится сравнимой с толщиной пограничного слоя при конвекции Релея–Бенара. Таким образом, для рассмотренных конфигураций можно сделать вывод о том, что если y_0/δ_0 имеет значение порядка 10 и выше, то теплоизолирующая пластина, даже достаточно протяженная, не оказывает существенного влияния на величину интегрального теплопотока.

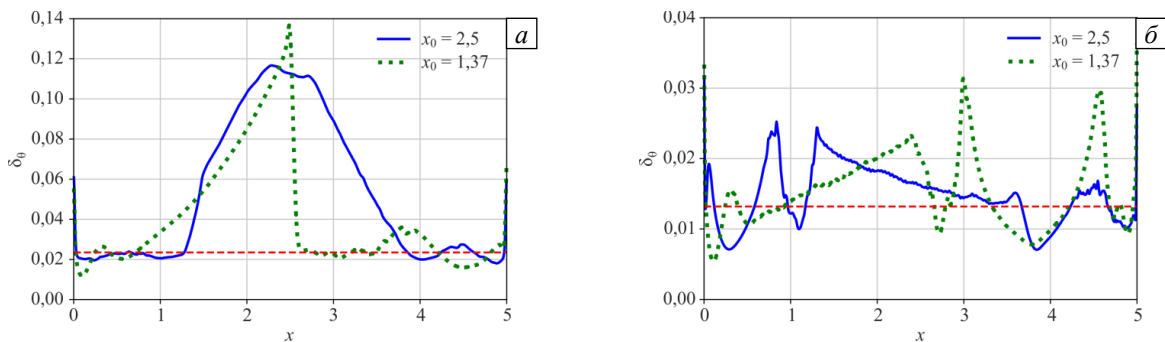


Рис. 16. Распределение толщины теплового пограничного слоя вдоль оси x для $A=1/2$ при $y_0=1/8$: $Ra=3,9 \cdot 10^7$ (а); $Ra=3,9 \cdot 10^8$ (б); пунктирная линия показывает среднюю толщину температурного пограничного слоя для конвекции Релея–Бенара

4. Заключение

На основе численного исследования влияния горизонтальной теплоизолирующей пластины различного размера на структуру конвективных течений и конвективный теплоперенос в замкнутой, вытянутой по горизонтали полости показано, что даже в случае относительно небольшой пластины ($A=1/6$) изменение ее положения существенно влияет на структуру течения. При этом, несмотря на перестройку течения, величина конвективного теплового потока изменяется слабо (не более чем на 5%). Наличие в слое пластины большего размера ($A=1/2$) и изменение ее расположения приводит к еще большей трансформации структуры течения. Однако и в этом случае, для $Ra=3,9 \cdot 10^7$, изменения величины полного теплопотока, по сравнению с конвекцией Релея–Бенара, относительно невелики (от 3% до 9%), за исключением расположения пластины вблизи нижней границы ($y_0=1/8$), когда число Нуссельта уменьшается на 25%. С ростом числа Релея до $Ra=3,9 \cdot 10^8$ влияние теплоизолирующей пластины на теплопоток резко падает. Для рассмотренных конфигураций системы сделан вывод о том, что если отношение высоты расположения теплоизолирующей пластины к толщине температурного пограничного слоя имеет значение порядка 10 и выше, то теплоизолирующая пластина, даже достаточно протяженная, не оказывает существенного влияния на величину интегрального теплопотока.

Ранее показано [38], что наличие вертикальных перегородок в полости, приводящее к критической перестройке структуры течений, практически не изменяет полный тепловой поток (число Нуссельта). Полученные в данной статье результаты позволяют сделать более общий вывод, а именно: полный теплопоток в замкнутых полостях при достаточно высоких значениях чисел Релея (более 10^6) и Нуссельта (более 10), в отличие от структуры течения, слабо зависит от наличия перегородок (вертикальных или горизонтальных). Однако следует сделать две важные оговорки, касающиеся горизонтальных перегородок. Во-первых, как сказано выше, они должны быть смещены от верхней или нижней границы на расстояние, заведомо большее, чем толщина пограничного слоя. В противном случае они теплоизолируют границу и фактически изменяют граничные условия. Во-вторых, увеличение размера горизонтальных перегородок приводит к блокировке вертикальных движений и вертикального потока тепла, поэтому, начиная с некоторого размера, неизбежно будет происходить заметное уменьшение полного потока тепла.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Пермского края в рамках научного проекта № 20-41-596001. Вычисления осуществлены на кластере «Тритон» ИМСС УрО РАН в рамках темы АААА-А19-119012290101-5.

Литература

1. Голицын Г.С. Природные процессы и явления. Волны, планеты, конвекция, климат, статистика. М.: Физматлит, 2004. 344 с.
2. Bergman T.L., Lavine A.S., Incropera F., DeWitt D.P. Fundamentals of heat and mass transfer. John Wiley & Sons, 2011. 1080 p.
3. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
4. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 320 с.
5. Гетлинг А.В. Конвекция Рэлея–Бенара. Структуры и динамика. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 248 с.
6. Lappa M. Thermal convection: Patterns, evolution and stability. John Wiley & Sons, 2009. 670 p. <https://doi.org/10.1002/9780470749982>
7. Verma M.K. Physics of buoyant flows: From instabilities to turbulence. World Scientific, 2018. 352 p. <https://doi.org/10.1142/10928>
8. Schubert G., Turcotte D. L., Olson P. Mantle convection in the Earth and planets. Cambridge University Press, 2001. 940 p. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511612879>
9. Gurnis M. Large-scale mantle convection and the aggregation and dispersal of supercontinents // Nature. 1988. Vol. 332. P. 695-699. <https://doi.org/10.1038/332695a0>
10. Lowman J.P., Jarvis G.T. Mantle convection models of continental collision and breakup incorporating finite thickness plates // Phys. Earth Planet. Inter. 1995. Vol. 88. P. 53-68. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(94\)05076-A](https://doi.org/10.1016/0031-9201(94)05076-A)
11. King S.D., Lowman J.P., Gable C.W. Episodic tectonic plate reorganizations driven by mantle convection // Earth Planet. Sci. Lett. 2002. Vol. 203. P. 83-91. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(02\)00852-X](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(02)00852-X)
12. Lowman J.P., King S.D., Trim S.J. The influence of plate boundary motion on planform in viscously stratified mantle convection models // J. Geophys. Res. 2011. Vol. 116. B12402. <https://doi.org/10.1029/2011JB008362>
13. Heron P.J., Lowman J.P., Stein C. Influences on the positioning of mantle plumes following supercontinent formation // J. Geophys. Res. Solid Earth. 2015. Vol. 120. P. 3628-3648. <https://doi.org/10.1002/2014JB011727>
14. Трубицын В.П. Основы тектоники плавающих континентов // Физика Земли. 2000. № 9. С. 3-40.
15. Trubitsyn V., Kaban M., Mooney W., Reigber C., Schwintzer P. Simulation of active tectonic processes for a convecting mantle with moving continents // Geophys. J. Int. 2006. Vol. 164. P. 611-623. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02832.x>
16. Бобров А.М. Численное моделирование распределения горизонтальных напряжений в движущейся континентальной плите // Физика Земли. 2010. № 6. С. 19-27. (English version <https://doi.org/10.1134/S1069351310060029>)
17. Трубицын В.П. Проблемы глобальной геодинамики // Физика Земли. 2019. № 1. С. 180-198. <https://doi.org/10.31857/S0002-333720191180-198>
18. Кирдяшкин А.А., Добрецов Н.Л., Кирдяшкин А.Г. Экспериментальное моделирование влияния субдукции на пространственную структуру конвективных течений в астеносфере под континентом // ДАН. 2002. Т. 384, № 5. С. 682-686.
19. Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г., Сурков Н.В. Тепловая гравитационная конвекция в астеносфере под срединно-океаническим хребтом и устойчивость основных глубинных парагенезисов // Геология и геофизика. 2006. Т. 47, № 1. С. 76-94.
20. Кирдяшкин А.А., Кирдяшкин А.Г. Влияние скорости движения океанической литосферы на свободно-конвективные течения в астеносфере под срединно-океаническим хребтом // Физика земли. 2008. № 4. С. 35-47. (English version <https://doi.org/10.1134/s11486-008-4003-5>)
21. Zhang J., Libchaber A. Periodic boundary motion in thermal turbulence // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. 4361. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4361>
22. Попова Е.Н., Фрик П.Г. Крупномасштабные течения в турбулентном конвективном слое с погруженным в него подвижным теплоизолятором // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 6. С. 41-47. (English version <https://doi.org/10.1023/B:FLUI.0000015226.47864.b8>)
23. Zhong J.Q., Zhang J. Thermal convection with a freely moving top boundary // Phys. Fluid. 2005. Vol. 17. 115105. <https://doi.org/10.1063/1.2131924>
24. Zhong J.Q., Zhang J. Dynamical states of a mobile heat blanket on a thermally convecting fluid // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 75. 055301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.75.055301>
25. Zhong J.Q., Zhang J. Modeling the dynamics of a free boundary on turbulent thermal convection // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. 016307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.76.016307>
26. Liu B., Zhang J. Self-induced cyclic reorganization of free bodies through thermal convection // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 100. 244501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.244501>
27. Mao Y., Zhong J.Q., Zhang J. The dynamics of an insulating plate over a thermally convecting fluid and its implication for continent movement over convective mantle // J. Fluid Mech. 2019. Vol. 868. P. 286-315. <https://doi.org/10.1017/jfm.2019.189>
28. Whitehead J.A., Shea E., Behn M.D. Cellular convection in a chamber with a warm surface raft // Phys. Fluid. 2011. Vol. 23. 104103. <https://doi.org/10.1063/1.3651341>
29. Whitehead J.A., Behn M.D. The continental drift convection cell // Geophys. Res. Lett. 2015. Vol. 42. P. 4301-4308. <https://doi.org/10.1002/2015GL064480>
30. Wang F., Huang S.D., Xia K.Q. Thermal convection with mixed thermal boundary conditions: effects of insulating lids at the top // J. Fluid Mech. 2017. Vol. 817. R1. <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.121>

31. Ripesi P., Biferale L., Sbragaglia M., Wirth A. Natural convection with mixed insulating and conducting boundary conditions: low-and high-Rayleigh-number regimes // *J. Fluid Mech.* 2014. Vol. 742. P. 636-663. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.671>
32. Bakhuis D., Ostilla-Mónico R., van der Poel E.P., Verzicco R., Lohse D. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh–Bénard convection // *J. Fluid Mech.* 2018. Vol. 835. P. 491-511. <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.737>
33. Evgrafova A., Sukhanovskii A. Specifics of heat flux from localized heater in a cylindrical layer // *Int. J. Heat Mass Tran.* 2019. Vol. 135. P. 761-768. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.02.038>
34. Sukhanovskii A., Evgrafova A. Dependence of boundary layer thickness on layer height for extended localised heaters // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2021. Vol. 121. 110275. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2020.110275>
35. Васильев А.Ю., Сухановский А.Н., Степанов П.А. Конвективная турбулентность в кубической полости при неоднородном нагреве нижней границы // *Вычисл. мех. сплош. сред.* 2019. Т. 12, № 1. С. 17-26. <https://doi.org/10.7242/1999-6691/2019.12.1.2>
36. Vasiliev A., Sukhanovskii A. Turbulent convection in a cube with mixed thermal boundary conditions: low Rayleigh number regime // *Int. J. Heat Mass Tran.* 2021. Vol. 174. 121290. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121290>
37. Nandukumar Y., Chakraborty S., Verma M.K., Lakkaraju R. On heat transport and energy partition in thermal convection with mixed boundary conditions // *Phys. Fluid.* 2019. Vol. 31. 066601. <https://doi.org/10.1063/1.5095242>
38. Ciliberto S., Cioni S., Laroche C. Large-scale flow properties of turbulent thermal convection // *Phys. Rev. E.* 1996. Vol. 54. R5901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.54.R5901>
39. Shishkina O., Stevens R.J.A.M., Grossmann S., Lohse D. Boundary layer structure in turbulent thermal convection and its consequence for the required numerical resolution // *New J. Phys.* 2010. Vol. 12. 075022. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/7/075022>
40. Wagner S., Shishkina O. Aspect-ratio dependency of Rayleigh–Bénard convection in box-shaped containers // *Phys. Fluid.* 2013. Vol. 25. 085110. <https://doi.org/10.1063/1.4819141>
41. Soucasse L., Podvin B., Rivière P., Soufiani A. Proper orthogonal decomposition analysis and modelling of large-scale flow reorientations in a cubic Rayleigh–Bénard cell // *J. Fluid Mech.* 2019. Vol. 881. P. 23-50. <https://doi.org/10.1017/jfm.2019.746>
42. Xu A., Chen X., Xi H.D. Tristable flow states and reversal of the large-scale circulation in two-dimensional circular convection cells // *J. Fluid Mech.* 2021. Vol. 910. A33. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.964>
43. Xia K.Q. Current trends and future directions in turbulent thermal convection // *Theor. Appl. Mech. Lett.* 2013. Vol. 3. 052001. <https://doi.org/10.1063/2.1305201>
44. Golitsyn G.S. Simple theoretical and experimental study of convection with some geophysical applications and analogies // *J. Fluid Mech.* 1979. Vol. 95. P. 567-608. <https://doi.org/10.1017/S0022112079001609>

References

1. Golitsyn G.S. *Prirodnyye protsessy i yavleniya. Volny, planety, konveksiya, klimat, statistika* [Natural processes and phenomena: Waves, planets, convection, climate, and statistics]. Moscow, Fizmatlit, 2004. 344 p.
2. Bergman T.L., Lavine A.S., Incropera F., DeWitt D.P. *Fundamentals of heat and mass transfer*. John Wiley & Sons, 2011. 1080 p.
3. Gershuni G.Z., Zhukhovitskii E.M. *Convective instability of incompressible fluids*. Keter Publishing House, 1976. 330 pp.
4. Gershuni G.Z., Zhukhovitskiy E.M., Nepomnyashchiy A.A. *Ustoychivost' konvektivnykh techeniy* [Stability of convective flows]. Moscow, Nauka, 1989. 320 p.
5. Getling A.V. *Konveksiya Releya-Benara. Struktury i dinamika*. [Rayleigh–Bénard convection. Structure and dynamics]. Moscow, Editorial URSS, 1999. 248 c.
6. Lappa M. *Thermal convection: Patterns, evolution and stability*. John Wiley & Sons, 2009. 670 p. <https://doi.org/10.1002/9780470749982>
7. Verma M.K. *Physics of buoyant flows: From instabilities to turbulence*. World Scientific, 2018. 352 p. <https://doi.org/10.1142/10928>
8. Schubert G., Turcotte D. L., Olson P. *Mantle convection in the Earth and planets*. Cambridge University Press, 2001. 940 p. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511612879>
9. Gurnis M. Large-scale mantle convection and the aggregation and dispersal of supercontinents. *Nature*, 1988, vol. 332, pp. 695-699. <https://doi.org/10.1038/332695a0>
10. Lowman J.P., Jarvis G.T. Mantle convection models of continental collision and breakup incorporating finite thickness plates. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 1995, vol. 88, pp. 53-68. [https://doi.org/10.1016/0031-9201\(94\)05076-A](https://doi.org/10.1016/0031-9201(94)05076-A)
11. King S.D., Lowman J.P., Gable C.W. Episodic tectonic plate reorganizations driven by mantle convection. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2002, vol. 203, pp. 83-91. [https://doi.org/10.1016/S0012-821X\(02\)00852-X](https://doi.org/10.1016/S0012-821X(02)00852-X)
12. Lowman J.P., King S.D., Trim S.J. The influence of plate boundary motion on planform in viscously stratified mantle convection models. *J. Geophys. Res.*, 2011, vol. 116, B12402. <https://doi.org/10.1029/2011JB008362>
13. Heron P.J., Lowman J.P., Stein C. Influences on the positioning of mantle plumes following supercontinent formation. *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 2015, vol. 120, pp. 3628-3648. <https://doi.org/10.1002/2014JB011727>
14. Trubitsyn V.P. Principles of the tectonics of floating continents. *Izv. Phys. Solid Earth.*, 2000, vol. 36, no. 9, pp. 708-741.
15. Trubitsyn V., Kaban M., Mooney W., Reigber C., Schwintzer P. Simulation of active tectonic processes for a convecting mantle with moving continents. *Geophys. J. Int.*, 2006, vol. 164, pp. 611-623. <https://doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.02832.x>
16. Bobrov A.M. Numerical modeling of the distribution of horizontal stresses in a moving continental plate. *Izv. Phys. Solid Earth.*, 2010, vol. 6, pp. 477-485. <https://doi.org/10.1134/S1069351310060029>
17. Trubitsyn V.P. Problems of global geodynamics. *Izv. Phys. Solid Earth.*, 2019, vol. 55, pp. 152-167. <https://doi.org/10.1134/S1069351319010129>

18. Kirdyashkin A.A., Dobretsov N.L., Kirdyashkin A.G. Experimental modeling of the influence of subduction on the spatial structure of convection currents in the asthenosphere under continents. *Dokl. Earth Sci.*, 2002, vol. 385, no. 5, pp. 546-550.
19. Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G., Surkov N.V. Thermal gravitational convection in the asthenosphere beneath a mid-oceanic ridge and stability of main deep-seated parageneses. *Geologiya i geofizika – Russian Geology and Geophysics*, 2006, vol. 47, no. 1, pp. 76-94.
20. Kirdyashkin A.A., Kirdyashkin A.G. Effect of the oceanic lithosphere velocity on free convection in the asthenosphere beneath mid-ocean ridges. *Izv. Phys. Solid Earth.*, 2008, vol. 44, pp. 291-302. <https://doi.org/10.1134/s11486-008-4003-5>
21. Zhang J., Libchaber A. Periodic boundary motion in thermal turbulence. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, vol. 84, 4361. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.4361>
22. Popova E.N., Frick P.G. Large-scale flows in a turbulent convective layer with an immersed moving thermal insulator. *Fluid Dyn.*, 2003, vol. 38, pp. 862-867. <https://doi.org/10.1023/B:FLUI.0000015226.47864.b8>
23. Zhong J.Q., Zhang J. Thermal convection with a freely moving top boundary. *Phys. Fluid.*, 2005, vol. 17, 115105. <https://doi.org/10.1063/1.2131924>
24. Zhong J.Q., Zhang J. Dynamical states of a mobile heat blanket on a thermally convecting fluid. *Phys. Rev. E*, 2007, vol. 75, 055301. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.75.055301>
25. Zhong J.Q., Zhang J. Modeling the dynamics of a free boundary on turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E*, 2007, vol. 76, 016307. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.76.016307>
26. Liu B., Zhang J. Self-induced cyclic reorganization of free bodies through thermal convection. *Phys. Rev. Lett.*, 2008, vol. 100, 244501. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.244501>
27. Mao Y., Zhong J.Q., Zhang J. The dynamics of an insulating plate over a thermally convecting fluid and its implication for continent movement over convective mantle. *J. Fluid Mech.*, 2019, vol. 868, pp. 286-315. <https://doi.org/10.1017/jfm.2019.189>
28. Whitehead J.A., Shea E., Behn M.D. Cellular convection in a chamber with a warm surface raft. *Phys. Fluid.*, 2011, vol. 23, 104103. <https://doi.org/10.1063/1.3651341>
29. Whitehead J.A., Behn M.D. The continental drift convection cell. *Geophys. Res. Lett.*, 2015, vol. 42, pp. 4301-4308. <https://doi.org/10.1002/2015GL064480>
30. Wang F., Huang S.D., Xia K.Q. Thermal convection with mixed thermal boundary conditions: effects of insulating lids at the top. *J. Fluid Mech.*, 2017, vol. 817, R1. <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.121>
31. Ripesi P., Biferale L., Sbragaglia M., Wirth A. Natural convection with mixed insulating and conducting boundary conditions: low-and high-Rayleigh-number regimes. *J. Fluid Mech.*, 2014, vol. 742, pp. 636-663. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.671>
32. Bakhuis D., Ostilla-Mónico R., van der Poel E.P., Verzicco R., Lohse D. Mixed insulating and conducting thermal boundary conditions in Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 835, pp. 491-511. <https://doi.org/10.1017/jfm.2017.737>
33. Evgrafova A., Sukhanovskii A. Specifics of heat flux from localized heater in a cylindrical layer. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 2019, vol. 135, pp. 761-768. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.02.038>
34. Sukhanovskii A., Evgrafova A. Dependence of boundary layer thickness on layer height for extended localised heaters. *Exp. Therm. Fluid Sci.*, 2021, vol. 121, 110275. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2020.110275>
35. Vasiliev A.Yu., Sukhanovskii A.N., Stepanov R.A. Convective turbulence in a cubic cavity under nonuniform heating of a lower boundary. *J. Appl. Mech. Tech. Phy.*, 2020, vol. 61, pp. 1049-1058. <https://doi.org/10.1134/S0021894420070172>
36. Vasiliev A., Sukhanovskii A. Turbulent convection in a cube with mixed thermal boundary conditions: low Rayleigh number regime. *Int. J. Heat Mass Tran.*, 2021, vol. 174, 121290. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2021.121290>
37. Nandukumar Y., Chakraborty S., Verma M.K., Lakkaraju R. On heat transport and energy partition in thermal convection with mixed boundary conditions. *Phys. Fluid.*, 2019, vol. 31, 066601. <https://doi.org/10.1063/1.5095242>
38. Ciliberto S., Cioni S., Laroche C. Large-scale flow properties of turbulent thermal convection. *Phys. Rev. E*, 1996, vol. 54, R5901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.54.R5901>
39. Shishkina O., Stevens R.J.A.M., Grossmann S., Lohse D. Boundary layer structure in turbulent thermal convection and its consequence for the required numerical resolution. *New J. Phys.*, 2010, vol. 12, 075022. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/12/7/075022>
40. Wagner S., Shishkina O. Aspect-ratio dependency of Rayleigh-Bénard convection in box-shaped containers. *Phys. Fluid.*, 2013, vol. 25, 085110. <https://doi.org/10.1063/1.4819141>
41. Soucasse L., Podvin B., Rivière P., Soufiani A. Proper orthogonal decomposition analysis and modelling of large-scale flow reorientations in a cubic Rayleigh-Bénard cell. *J. Fluid Mech.*, 2019, vol. 881, pp. 23-50. <https://doi.org/10.1017/jfm.2019.746>
42. Xu A., Chen X., Xi H.D. Tristable flow states and reversal of the large-scale circulation in two-dimensional circular convection cells. *J. Fluid Mech.*, 2021, vol. 910, A33. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.964>
43. Xia K.Q. Current trends and future directions in turbulent thermal convection. *Theor. Appl. Mech. Lett.*, 2013, vol. 3, 052001. <https://doi.org/10.1063/2.1305201>
44. Golitsyn G.S. Simple theoretical and experimental study of convection with some geophysical applications and analogies. *J. Fluid Mech.*, 1979, vol. 95, pp. 567-608. <https://doi.org/10.1017/S0022112079001609>

Поступила в редакцию 26.10.2021; после доработки 28.12.2021; принята к опубликованию 24.02.2022

Сведения об авторах

Васильев Андрей Юрьевич, кфмн, нс, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: vasiliev.a@icmm.ru

Сухановский Андрей Николаевич, дфмн, снс, ИМСС УрО РАН; e-mail: san@icmm.ru

Фрик Петр Готлобович, дфмн, проф., зав. лаб., ИМСС УрО РАН; e-mail: frick@icmm.ru